Versión borrador 19 de octubre de 2022

Composición tipográfica utilizando el estilo de **preimpresión** LATEX en AASTeX63

El desafío de descartar la inflación a través del fondo del gravitón primordial

soleado vagnozzi 1, 2 y Abraham Loeb  3

1Departamento de Física, Universidad de Trento, Via Sommarive 14, 38123 Povo (TN), Italia

2Instituto Kavli de Cosmología, Universidad de Cambridge, Madingley Road, Cambridge CB3 0HA, Reino Unido

3Departamento de Astronomía, Universidad de Harvard, 60 Garden Street, Cambridge, MA 02138, EE. UU.

RESUMEN

Los debates recientes en torno a la comprobabilidad del paradigma inflacionario plantean la cuestión de cómo discriminarlo de forma independiente de los escenarios de la competencia. Argumentamos que una detección del Cósmico Graviton Background (CGB), la radiación reliquia de los gravitones que se desacoplan alrededor del tiempo de Planck, descartaría el paradigma inflacionario, ya que los modelos inflacionarios realistas diluirían el CGB a un nivel no observable. La contribución del CGB al número efectivo de especies relativistas, ÿNeff,g ÿ 0.054, está dentro del alcance de las sondas cosmológicas de próxima generación. Argumentamos que la detección de la El fondo de ondas gravitacionales estocásticas de alta frecuencia asociado al CGB será un desafío pero potencialmente factible. Discutimos brevemente las expectativas dentro de las alternativas a la inflación, enfocándonos en cosmologías rebotantes y escenarios emergentes.

Palabras clave: inflación — ondas gravitacionales — cosmología: observaciones

1. INTRODUCCIÓN

La inflación, una etapa postulada de la expansión cuasi-de Sitter en el Universo primordial, es ampliamente considerada como el paradigma líder para el Universo muy primitivo. Introducida originalmente para abordar varios problemas de ajuste fino del modelo del Big Bang caliente (hBB), la inflación proporciona un mecanismo convincente para generar las perturbaciones de densidad de las que eventualmente se originó la estructura (Starobinsky 1980; Guth 1981; Mukhanov & Chibisov 1981; Linde 1982; Albrecht y Steinhardt 1982). Las predicciones de algunos de los factores inflacionarios más simples los modelos están en notable acuerdo con las observaciones del Fondo Cósmico de Microondas (CMB) y el Estructura a Gran Escala (LSS), que a su vez es comúnmente visto como un signo del éxito del paradigma inflacionario.

A pesar de estos éxitos, la inflación no está exenta de cuestiones y, a lo largo de los años, se han planteado críticas sobre su estado (ver, por ejemplo , Ijjas et al. 2014; Martin 2019). Una de las principales manzanas de la discordia es impulsada por la gran flexibilidad con respecto a las predicciones de los modelos inflacionarios individuales, y se refiere a si o El paradigma inflacionario no es falsable. usamos el trmino "paradigma" y no "modelo" ya que cualquier infla modelo cionario es claramente falsable, mientras que estas dudas conciernen al escenario inflacionario en su conjunto. Aquí nosotros no buscan tomar partido en el debate, sino simplemente Tenga en cuenta que estos temas motivan fuertemente la cuestión de cómo discriminar independientemente del modelo el paradigma inflacionario de escenarios alternativos para la producción de perturbaciones de densidad.

Abordamos la pregunta anterior identificando una naturaleza significativa excluida de facto de cualquier modelo inflacionario realista, y cuya observación descartaría por lo tanto El paradigma inflacionario. El desacoplamiento de los gravitones primor dial alrededor del tiempo de Planck debería dejar atrás un fondo térmico de gravitones reliquia: el Fondo Cósmico de Gravitones (CGB). Una fase inflacionaria teniendo lugar entre la era de Planck y la actualidad sería lavar el CGB, haciéndolo inobservable: una detección CGB inequívoca representaría, por lo tanto, una gran amenaza para el paradigma inflacionario. En esta carta, formalizamos estos argumentos y discutimos las perspectivas de detectando el CGB.

Autor para correspondencia: Sunny Vagnozzi
sunny.vagnozzi@unitn.it

2. EL FONDO DE GRAVITON CÓSMICO

Ahora discutimos las características del CGB en el ab sentido de la inflación. Adoptamos el supuesto de trabajo que por encima de la escala de Planck, las interacciones puntuales de cuatro partículas en las que intervienen dos gravitones, cuya velocidad a la temperatura T es del orden de ÿg ÿ T 5/M4 Por favor. mantuvo gravitones en equilibrio térmico en el plasma primordial (ver también

Zhao et al. 2009; Giovannini 2020). Si asumimos una evolución adiabática a lo largo de las primeras etapas del plasma primordial y, por lo tanto, que el Universo estaba dominado por la radiación hasta ese momento, la tasa de Hubble escala como $H ÿ T^2/M_{Pl}$. La comparación de las dos tasas indica que los gravitones se desacoplan a una temperatura $T_{g,dec} ÿ M_{Pl}$ (o equivalentemente alrededor del tiempo de Planck $t_{g,dec} ÿ t_{Pl}$): además de descartar la inflación, una detección del CGB sería por lo tanto, proporciona un banco de pruebas experimental para teorías que intentan unificar la mecánica cuántica y la gravedad.

Al no tener masa y, por lo tanto, desacoplarse mientras son relativistas, los gravitones primordiales conservan la forma de cuerpo negro. de su espectro después del desacoplamiento, con la temperatura CGB efectiva Tg desplazándose hacia el rojo con el factor de escala a como Tg ÿ 1/a. Dado que la densidad de entropía $s = 2p^2 g^s_? (T)T^3/45$ escalas como $s ÿ a^{ÿ3}$, donde $g^s_? (T)$ es el (dependiente de la temperatura) número efectivo de entropía grados de libertad (DoF), podemos relacionar las temperaturas actuales del CGB y CMB, $T_{g,0}$ y $T_{ÿ,0}$ respectivamente, de la siguiente manera:

$$\frac{T_{g,0}}{T_{g,0}} = \left(\frac{g^s_? (T_0)}{(g^s_? (T_{Pl}) ÿ 2)}\right)^{1/3} , \quad (1)$$

donde $g^s_? (T_0)$ ' 3.91 es el número efectivo actual de entropía DoF excluyendo gravitones (teniendo en cuenta los fotones y neutrinos), y $g^s_? (T_{Pl})$ es el número efectivo de entropía DoF antes del desacoplamiento del gravitón, incluyendo gravitones. Contabilidad solo para el modelo estándar (SM) DoF hasta la escala de Planck, por encima de la electrodébil (EW) escala $g^s_? (T_{Pl}) ÿ 2$ ' 106,75. Mediciones precisas de el espectro de frecuencia CMB de COBE/FIRAS fix $T_{ÿ,0} ÿ 2.7$ K y, por lo tanto, bajo estos supuestos mínimos, se predice que la temperatura CGB actual será sea $T_{g,0}$ ' $(3.91/106.75)^{1/3} T_{ÿ,0} ÿ 0.9$ K, haciendo que el CGB unas 3 veces más frío que el CMB.

Careciendo de un conocimiento preciso del tipo de nueva física Situada más allá de la escala TeV, la suposición de considerar solo SM DoF hasta la escala de Planck es conservadora, pero probablemente algo poco realista, ya que uno podría esperar que aparezcan varios DoF adicionales en el "desierto" entre las escalas EW y Planck. Si es así, $g^s_? (T_{Pl})$ en el denominador de la Ec. (1) solo puede aumentar, disminuir $T_{g,0}$ con respecto a la estimación anterior $T_{g,0} ÿ 0.9$ K, que por lo tanto debe ser visto más como una conservación límite superior tivo en $T_{g,0}$. Sin embargo, los números exactos dependen en gran medida del modelo y dependen del nuevo modelo físico específico. Por ejemplo, $T_{g,0} ÿ 0,7$ K en un escenario de tipo supersimétrico donde $g^s_? (T_{Pl})$ dobles, mientras que $T_{g,0} ÿ 0.4$ K en un escenario hipotético donde $g^s_? (T_{Pl})$ aumenta en un orden de magnitud.

3. ¿SE PUEDE DESCARTAR LA INFLACIÓN?

Nuestra suposición de evolución adiabática desde TPI hacia abajo a los tiempos actuales se descompone cada vez que se genera entropía comoviva, por ejemplo, durante el recalentamiento al final de inflación. Una fase inflacionaria altera la relación entre $T_{g,0}$ y $T_{ÿ,0}$ en la ecuación. (1), ya que este último sería determinada por la dinámica del recalentamiento, que sin embargo a lo sumo puede producir excitaciones de gravitones fuera del equilibrio, a menos que la constante gravitatoria efectiva Geff fuera significativamente mayor en el recalentamiento. Dado que el factor de escala aumenta exponencialmente durante la inflación, la temperatura CGB en sí misma se suprime exponencialmente por un factor de ^{ÿN} y , con N el número de e-pliegues de inflación.

Podemos obtener un límite superior extremadamente conservador en $T_{eg,0}$ en presencia de una fase de inflación (la tilde distingue las temperaturas actuales del gravitón con y sin inflación), utilizando los hechos de que a) resolver los problemas de horizonte y planitud requiere N y 60, y b) el recalentamiento debe ocurrir a Trh y 5 MeV para no estropear las predicciones de la Nucleosíntesis del Big Bang (de Salas et al. 2015). A partir de estos requisitos nos encuentre que $T_{eg,0}$. 50 µK, lo que implica que la inflación diluir el CGB a un nivel no observable. Más genéricamente, encontramos el siguiente límite superior:

$$T_{eg,0}\ 0.25 \left(\frac{\text{Mercado}}{\text{GeV}}\right)^{ÿ1} \frac{60 -}{\text{norte}}\ \mu K. \quad (2)$$

Sin embargo, $T_{eg,0}$. 50 µK es un valor superior muy conservador límite, por dos razones. En primer lugar, en la mayoría de los modelos realistas, la inflación generalmente se produce durante más de 60 veces, lo que lleva a una mayor supresión exponencial [ver ecuación (2)]. A continuación, aunque el recalentamiento a escalas tan bajas como Trh ' O(MeV) está permitido observacionalmente, los modelos que realizan esto en la práctica son muy difíciles de construir (ver, por ejemplo, Kawasaki et al. 1999; Hannestad 2004; Khoury & Steinhardt 2011). [1] Si es mucho más probable que, si la inflación ocurrir, el recalentamiento tuvo lugar muy por encima de la escala EW, ajustando aún más el límite superior en $T_{g,0}$.

Se puede intentar evadir estas conclusiones invocando modelos de inflación incompleta con un número limitado de pliegues 46 . n 60: sin embargo, si la inflación es de hecho la solución al problema de la planitud, tales modelos son esencialmente descartados por los actuales límites estrictos en espacial curvatura (Vagnozzi et al. 2021), como se argumenta explícitamente en Efstathiou & Gratton (2020). Incluso si N < 60, llevar $T_{eg,0}$ a un nivel detectable aún requiere un

[1] Tenga en cuenta, sin embargo, que una interpretación viable de la señal recientemente observado por varios Pulsar Timing Arrays (por ejemplo, Arzoumanian et al. 2020) es en términos de GW inflacionarios dada una escala de recalentamiento bastante baja (Vagnozzi 2021; Kuroyanagi et al. 2021; Oikonomou). 2021? Odintsov et al. 2022? Benetti et al. 2022? Oikonomou 2022).

Machine Translated by Google

escala de recalentamiento baja, típicamente más difícil de lograr dentro de modelos de inflación incompleta.

Una advertencia a nuestros resultados anteriores es nuestra suposición de que la inflación ocurre en escalas subplanckianas. Específicamente, se requiere Trh > MPl para que el CGB no sea arrastrado por la inflación. Sin embargo, en términos generales existen serias preocupaciones sobre la consistencia de los efectos transplanckianos tanto durante la inflación como durante el recalentamiento (por ejemplo, Brandenberger & Martin 2013; Brandenberger & Kamali 2022). Una preocupación específica es la conjetura de censura transplanckiana, que establece límites estrictos en la escala inflacionaria máxima ÿmax y el recalentamiento inf (Bedroya & Vafa temperature: ÿmax inf , Trh MPl 2020; Bedroya et al. 2020; Mizuno et al. 2020; Kamali & Bran denberger 2020).

Más importante aún, la falta de detección de modos B inflacionarios indica que ÿmax inf es al menos cuatro órdenes de magnitud por debajo de la escala de Planck. Para el recalentamiento instantáneo, la temperatura de recalentamiento está obviamente limitada a Trh < ÿ max inf , ya que el recalentamiento a temperaturas más altas violaría (covariante) la conservación de la energía de esfuerzo. Para el recalentamiento no instantáneo, Trh es, por supuesto, aún más bajo (ver también Cook et al. 2015). Por lo tanto, consideramos que es muy seguro asumir que Trh MPl corrobora todos nuestros hallazgos anteriores. En resumen, dentro de las cosmologías inflacionarias realistas no se espera poder detectar el fondo del gravitón térmico reliquia; por el contrario, una detección convincente del mismo descartaría el paradigma inflacionario.

4. DETECTABILIDAD DEL CGB

Ahora investigamos si detectar el CGB es experimentalmente factible, considerando nuestro caso de referencia Tg,0 ÿ 0.9 K. La contribución del CGB al número efectivo de especies relativistas Neff viene dada por:

$$8\ ÿNeff,g\ ÿ\ 7 - \frac{11}{4}^{\frac{4}{3}} \frac{ÿg}{RG} = \frac{8}{7}\frac{11}{4}^{\frac{4}{3}} \frac{g_?^s(T0)}{(TPl)\ ÿ\ 2}^{\frac{4}{3}} \quad (3).$$

Para $g^s_?$ (TPl) ÿ 2 = 106.75, por lo tanto encontramos que ÿNeff,g ÿ 0.054, como se esperaba para una especie con desacoplamiento de DoF de 2 espín antes de la transición de fase QCD.

Una contribución a Neff de este tamaño es un factor de 3 por debajo de la sensibilidad de las sondas de corriente. Sin embargo, este número está dentro del alcance de una combinación de encuestas CMB y LSS de próxima generación. Por ejemplo, incluso después de marginar la masa total de neutrinos, Brinckmann et al. (2019) pronosticaron una sensibilidad de ÿNeff ' 0.021 combinando datos CMB de CMB-S4 y LiteBIRD con datos de agrupamiento de galaxias y cizallamiento cósmico de Euclid, mientras que con un experimento similar a PICO en lugar de CMB-S4+LiteBIRD la sensibilidad mejora a ÿNeff ' 0.017. Por lo tanto, si el punto de referencia 0,9 K CGB estuviera presente, CMB-S4+LiteBIRD+Euclid podría detectarlo a través de su huella en Neff a '2.5ÿ, mientras que PICO+Euclid podría hacerlo a '3.2ÿ.

Si se detecta la contribución del CGB a Neff , uno puede preguntarse cómo sabemos que el exceso de densidad de radiación está asociado al CGB, en lugar de a otro componente de radiación oscura. Para eliminar esta ambigüedad, consideramos el fondo estocástico de ondas gravitacionales (GW) (de alta frecuencia) asociadas al CGB. Es útil pensar en términos de deformación característica hc, es decir, la deformación adimensional que se produciría debido al paso del fondo GW estocástico (SGWB) en los brazos de un interferómetro con brazos de igual longitud L en las direcciones x e y, hc (ÿ) ' ÿL/L. La deformación característica del CGB hg(ÿ) viene dada por:

$$hg(ÿ) = \frac{1}{n\ r\ 3H2}\frac{0}{2p\ 2}\ ÿg(ÿ)\ ÿ\ 1{,}26 \times 10ÿ27 \frac{norte}{GHz}^{ÿ1} \sqrt{qh\ 2ÿg(n)}. \quad (4)$$

donde h 2ÿg(ÿ) es la densidad de energía espectral CGB en unidades de la densidad crítica actual:

$$h\ 2ÿg(v) = \frac{15}{p\ .\ m.^4}\ h\ 2ÿg,0 \frac{Tg,0}{Tg,0}^4 F(xg), \quad (5)$$

siendo h el parámetro de Hubble reducido, h 2ÿÿ,0 el parámetro de densidad de fotones actual, xg ÿ hÿ/(kBTg,0), y F(xg) ÿ x g/(e xg ÿ 1). El espectro CGB alcanza su punto máximo en frecuencias ÿ ÿ 75 GHz, lo que lo convierte en una fuente de GW de alta frecuencia: la Fig. 1 muestra la tensión CGB característica junto con las sensibilidades demostradas o pronosticadas de varios conceptos de detector (ver Aggarwal et al. 2021).

Además de los sensores de levitación óptica (Arvanitaki & Geraci 2013) y los dispositivos de ondas acústicas masivas (BAW) (Goryachev & Tobar 2014), todas las sondas en la Fig. 1 explotan el efecto Gertsenshtein inverso (IGE), por el cual las GW se convierten en fotones dentro de un fuerte campo magnético (Gertsenshtein 1962). Si bien, aparte de pequeños prototipos, no existen instrumentos dedicados que exploten el IGE, Ito et al. (2020) y Ejlli et al. (2019) mostró cómo se pueden obtener restricciones en los GW de alta frecuencia reinterpretando datos de experimentos de iones ax en curso o planificados: en la Fig. 1 esto incluye ADMX, SQMS, IAXO SPD, JURA, OSQAR y DMRadio8-100 (Dom cke et al., 2022). El IGE también se puede explotar en entornos astrofísicos fuertemente magnetizados (Chen 1995; Domcke & Garcia-Cely 2021), refundiendo las observaciones de radiotelescopios como EDGES y AR CADE. Para obtener más detalles sobre estos conceptos de detectores, consulte Aggarwal et al. (2021); Berlín et al. (2022); Domcke et al. (2022).

Desafortunadamente, como queda claro en la Fig. 1, todos estos conceptos de detectores se quedan cortos frente a la señal CGB por varias razones .

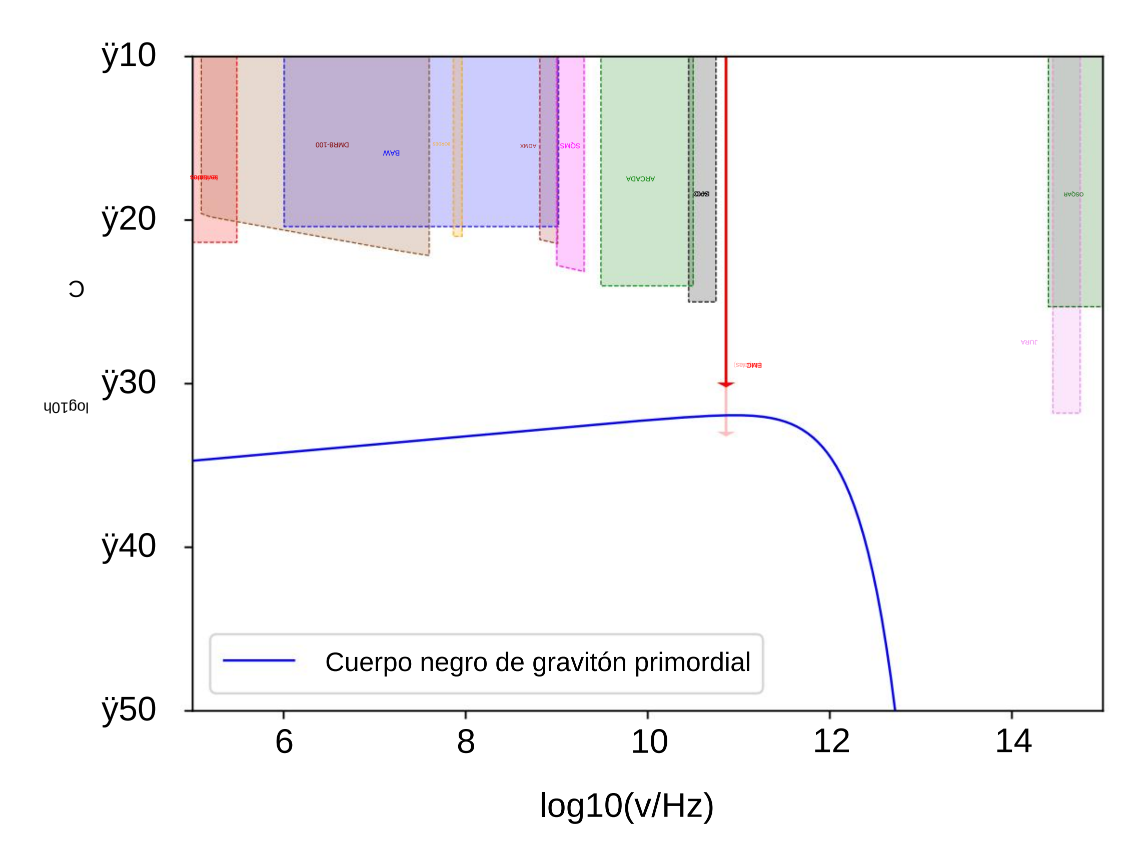


Figura 1. Tensión del fondo estocástico CGB de GW de alta frecuencia, junto con las sensibilidades de varios detectores conceptos discutidos en el texto principal. La línea roja ("EMC") se refiere a la conversión magnética mejorada, con la más transparente extensión que se refiere a posibles mejoras tecnológicas futuras discutidas en el texto principal.

órdenes de magnitud. La única sonda prometedora es la conversión magnética mejorada (EMC), una propuesta para mejorar la eficiencia de la conversión magnética basada en IGE. detectores sembrando el volumen de conversión con localmente campos electromagnéticos auxiliares generados, por ejemplo, haces EM gaussianos (GBs) oscilando a la frecuencia de la señal GW buscado (Li & Yang 2004; Baker et al. 2008). Hasta que recientemente, EMC parecía estar mucho más allá del alcance tecnológico, particularmente debido al requisito de un GB pureza geométrica en el nivel 10-21 para alcanzar niveles de deformación de hc ÿ 10ÿ30 en ÿ ÿ O(100) GHz.

Sin embargo, Ringwald et al. (2021) argumentaron que alcanzar el límite de referencia anterior es factible, explotando imanes superconductores de última generación utilizados en futuros experimentos de axión para generar el EM requerido señal, luego mejorada por un GB producido por un girotrón de escala MW de 40 GHz. Si bien esto todavía nos deja 2 órdenes de magnitud por debajo de la tensión máxima de CGB, mejoras realistas en el desarrollo de girotrones, detectores de fotón único (SPD) y superconductores imanes, puede reducir la sensibilidad proyectada a hc ÿ 10ÿ32, suficiente para detectar el CGB en nuestro escenario de referencia. Estimamos que un aumento en la potencia disponible del girorotrón a ÿ 100 MW (lo cual es realista) fácilmente alcanzable) durante un tiempo de ejecución estable de ÿ 1 mes (que es mucho más desafiante), junto con mejoras en las tasas de conteo oscuro de SPD a ÿ 10ÿ5 s ÿ1 , haría dan como resultado una sensibilidad a las tensiones de orden hc ÿ 10ÿ33, suficiente para detectar nuestro CGB de referencia. Todas las sensibilidades citadas se pueden mejorar aún más aumentando el tamaño del reflector y la intensidad y longitud de los imanes. Por lo tanto, medir deformaciones tan pequeñas como hc ÿ 10ÿ33 en ÿ ÿ O(100) GHz, y detectando el CGB de referencia, podría ser factible en un futuro no muy lejano.[2]

Otro interesante canal de detección potencial propuesto muy recientemente por Brandenberger et al. (2022) procede a través de una inestabilidad paramétrica del campo EM en la presencia de GW. Esto permitiría la conversión de GW de alta frecuencia a fotones sin necesidad de un fuerte campo magnético de fondo. La sensibilidad alcanza es

[2] Recordamos que la citada fortaleza del CGB asume que el SM se sostiene hasta la escala de Planck, y que la aparición de DoF adicional reduciría la temperatura CGB y asociado Fuerza SGWB. Sin embargo, incluso en el escenario extremadamente poco realista donde el número de DoF aumenta en un orden de magnitud, la temperatura del CGB solo disminuiría en un factor de & 2, lo que hace que la señal SGWB sea solo un factor de ÿ 5 más débil [ver la dependencia Tg,0 en las Ecs. (4,5)].

Los tiempos para esta sonda, aunque aún no están disponibles, valen la pena. una mayor investigación en este contexto.

Una cuestión importante se refiere a cómo distinguir los CGB de fuentes competidoras de SGWB. Posibles ejemplos podrían ser la SGWB producida durante el precalentamiento (Easther & Lim 2006) o durante la formación de oscilones (Zhou et al. 2013): sin embargo, ambas fuentes son importantes a frecuencias más bajas, O(106 ÿ109) Hz (ver Aggarwal et al. 2021), y por lo tanto no debe confundirse el Detección de CGB. El CGB SGWB también se puede distinguir guided del SGWB producido por fuera de equilibrio excitaciones gravitacionales en el recalentamiento (Ringwald et al. 2021): este último no sería de la forma de cuerpo negro, y su fuerza sería órdenes de magnitud por debajo de la CGB siempre que la temperatura de recalentamiento sea Trh MPl, que, como se argumentó anteriormente, se puede asumir con seguridad. Este destaca la importancia de detectar el CGB en un gama de frecuencias, dada la clara predicción de su dependencia de la frecuencia. Dentro de la EMC experimental configuración, esto se puede lograr ajustando la frecuencia del girotrón: las frecuencias de salida disponibles para los girotrones típicos se encuentran dentro del rango de ÿ 20 ÿ 500 GHz, perfectamente adecuado para sondear el espectro CGB en torno a su frecuencia máxima. También debería ser posible un procedimiento de sintonización similar para la sonda de inestabilidad paramétrica de fotones GW.

Una advertencia a nuestros hallazgos es la suposición de un puro Espectro de cuerpo negro para gravitones primordiales. Esto es probable que sea una aproximación en el mejor de los casos, particularmente en bajas frecuencias, cuyos modos habrían sido superhorizonte en la época de Planck. Sin embargo, en ausencia de conocimiento detallado sobre la teoría subyacente de gravedad cuántica, esta es una de las más conservadoras suposiciones que podemos hacer (tenga en cuenta que la misma aproximación se ha hecho en varios trabajos anteriores que discuten gravitones primordiales, por ejemplo, Zhao et al. 2009; giovanni 2020). Además, lo importante para nuestros resultados es la cola de alta frecuencia del espectro CGB, donde nuestro Es probable que la suposición sea mucho más realista. En general, sigue siendo cierto que encontrar cualquier rastro de un fondo GW de la amplitud estimada a la frecuencia estimada descartará el escenario inflacionario estándar.

5. ALTERNATIVAS A LA INFLACIÓN

Nuestra discusión anterior plantea la cuestión de si una detección inequívoca de CGB también significaría problemas para paradigmas alternativos, donde las perturbaciones de densidad se producen durante una fase no inflacionaria. Tiempo la respuesta a esta pregunta depende en gran medida del modelo, Deseamos proporcionar una breve evaluación cualitativa limitada a dos paradigmas bien motivados: cosmologías que rebotan y escenarios emergentes.

Dentro de las cosmologías que rebotan, el desafío es producir un CGB térmico en primer lugar. esto es dificil de lograr durante la fase de contratación, cuando la escala de energía característica suele ser ÿc MPl (por ejemplo , Bran denberger & Peter 2017). Otra posibilidad es una donde se produce una fase de rebote relativamente larga con densidad de energía alrededor de la escala de Planck entre el inicio fase de contratación y la posterior expansión de hBB (por ejemplo, Cai 2014), en cuyo caso se generaría un CGB térmico que sobreviviría a la transición de fase entre las fases de rebote y expansión.

En escenarios emergentes, el Universo emerge de un estado inicial de alta densidad con materia en equilibrio térmico global, y producir el CGB es mucho menos improbable. Un escenario emergente particularmente bien estudiado es la propuesta de string gas de Brandenberger & Vafa (1989), donde el Universo se origina a partir de un estado cuasi-estático Fase de Hagedorn de un gas de cadena a una temperatura cercana a la temperatura de Hagedorn, antes de una simetría T-dual la transición de fase impulsada por el freno se conecta al hBB expansión. En términos generales, la densidad de energía en la fase emergente está cerca de la densidad de Planck, lo que hace probable que los gravitones estén en equilibrio térmico y por lo tanto para que se genere un CGB.

Sin embargo, el estado inicial en la cosmología de cuerdas gaseosas es no un estado térmico de partículas sino de cuerdas, dando una escala diferente de cantidades termodinámicas. Por lo tanto, es poco probable que el gas de cadena CGB tome la forma de cuerpo negro, aunque en principio es posible que su densidad de energía espectral puede ser mayor que nuestra benchmark CGB, mejorando las perspectivas de detección. Completamente explorar estos puntos requiere un estudio dedicado, yendo más allá del alcance de nuestro trabajo.

6. CONCLUSIONES

A pesar de su enorme éxito, los debates recientes en torno a el paradigma inflacionario plantean la cuestión de cómo Discrimínelo independientemente del modelo de escenarios competitivos para la producción de perturbaciones de densidad primordial. En esta Carta, hemos argumentado que una detección de el fondo de gravitón cósmico (CGB), el sobrante radiación de gravitones de la era de Planck, descartaría el paradigma inflacionario, ya que los modelos inflacionarios realistas diluyen el CGB a un nivel inobservable. Asumiendo la validez de la SM hasta la escala de Planck, la La contribución de CGB al número efectivo de especies relativistas ÿNeff,g ÿ 0.054 está dentro del alcance de sondas cosmológicas de próxima generación, mientras que la detección el fondo estocástico asociado de alta frecuencia Los GW en el rango de ÿ ÿ O(100) GHz son desafiantes, pero potencialmente factible. También argumentamos que el CGB puede ser detectable dentro de alternativas bien motivadas a la inflación

ción tales como rebotes y escenarios emergentes. Esperamos que este trabajo estimule una mayor investigación sobre la posibilidad de confirmar o descartar el paradigma inflacionario de forma independiente del modelo con las próximas observaciones (para esfuerzos similares, consulte, por ejemplo, Chen et al. 2019).

AGRADECIMIENTOS

Agradecemos a Robert Brandenberger, Massimo Giovannini, Will Kinney, Nick Rodd y Luca Visinelli por sus útiles debates y sugerencias. SV es parcialmente

El presente estudio cuenta con el apoyo de una subvención de Isaac Newton Trust y la Fundación Kavli a través de una beca Newton-Kavli.

AL cuenta con el apoyo parcial de la Iniciativa Black Hole de la Universidad de Harvard, que está financiada por subvenciones de la Fundación John Templeton y la Fundación Gordon y Betty Moore.

REFERENCIAS

Aggarwal, N., et al. 2021, Living Rev. Rel., 24, 4, dos: 10.1007/s41114-021-00032-5

Albrecht, A. y Steinhardt, PJ 1982, Phys. Rev. Lett., 48, 1220, doi: 10.1103/PhysRevLett.48.1220

Arvanitaki, A. y Geraci, AA 2013, Phys. Rvdo. Let., 110, 071105, doi: 10.1103/PhysRevLett.110.071105

Arzoumanian, Z., et al. 2020, Astrofias. J. Lett., 905, L34, dos: 10.3847/2041-8213/abd401

Baker, Jr., RML, Stephenson, GV y Li, F. 2008, AIP Conf. Proc., 969, 1045, dos: 10.1063/1.2844941

Bedroya, A., Brandenberger, R., Loverde, M. y Vafa, C. 2020, fisio. Rvdo. D, 101, 103502, doi: 10.1103/PhysRevD.101.103502

Bedroya, A. y Vafa, C. 2020, JHEP, 09, 123, doi: 10.1007/JHEP09(2020)123

Benetti, M., Graef, LL y Vagnozzi, S. 2022, Phys. Rvdo. D, 105, 043520, doi: 10.1103/PhysRevD.105.043520

Berlin, A., Blas, D., Tito D'Agnolo, R., et al. 2022, fisio. Rev. D, 105, 116011, doi: 10.1103/PhysRevD.105.116011

Brandenberger, R., Delgado, PCM, Ganz, A. y Lin, C. 2022, impresiones electrónicas arXiv, arXiv:2205.08767. https://arxiv.org/abs/2205.08767

Brandenberger, R. y Kamali, V. 2022, Eur. física J. C, 82, 818, doi: 10.1140/epjc/s10052-022-10783-2

Brandenberger, R. y Peter, P. 2017, encontrado. Phys., 47, 797, dos: 10.1007/s10701-016-0057-0

Brandenberger, RH y Martin, J. 2013, Clase. cuant. Grav., 30, 113001, dos: 10.1088/0264-9381/30/11/113001

Brandenberger, RH y Vafa, C. 1989, Nucl. física b, 316, 391, doi: 10.1016/0550-3213(89)90037-0

Brinckmann, T., Hooper, DC, Archidiácono, M., Lesgourgues, J. y Sprenger, T. 2019, JCAP, 01, 059, doi: 10.1088/1475-7516/2019/01/059

Cai, Y.-F. 2014, ciencia. Física de China. mecánico Astron., 57, 1414, doi: 10.1007/s11433-014-5512-3

Chen, P. 1995, Phys. Rev. Lett., 74, 634, doi: 10.1103/PhysRevLett.74.634

Chen, X., Loeb, A. y Xianyu, Z.-Z. 2019, fisio. Rvdo. Lett., 122, 121301, doi: 10.1103/PhysRevLett.122.121301

Cook, JL, Dimastrogiovanni, E., Easson, DA y Krauss, LM 2015, JCAP, 04, 047, doi: 10.1088/1475-7516/2015/04/047

de Salas, PF, Lattanzi, M., Mangano, G., et al. 2015, física. Rvdo. D, 92, 123534, doi: 10.1103/PhysRevD.92.123534

Domcke, V. y García-Cely, C. 2021, Phys. Rvdo. Lett., 126, 021104, doi: 10.1103/PhysRevLett.126.021104

Domcke, V., García-Cely, C. y Rodd, NL 2022, Phys. Rev. Lett., 129, 041101, doi: 10.1103/PhysRevLett.129.041101

Easther, R. y Lim, EA 2006, JCAP, 04, 010, doi: 10.1088/1475-7516/2006/04/010

Efstathiou, G. y Gratton, S. 2020, lun. No. Roy. Astron. Soc., 496, L91, doi: 10.1093/mnrasl/slaa093

Ejlli, A., Ejlli, D., Cruise, AM, Pisano, G. y Grote, H. 2019, euros. física J. C, 79, 1032, doi: 10.1140/epjc/s10052-019-7542-5

Gertsenshtein, ME 1962, Sov. física JETP, 14, 84

Giovannini, M. 2020, Prog. Parte. Núcleo Phys., 112, 103774, doi: 10.1016/j.ppnp.2020.103774

Goryachev, M. y Tobar, ME 2014, Phys. Rev. D, 90, 102005, doi: 10.1103/PhysRevD.90.102005

Guth, AH 1981, Phys. Rev. D, 23, 347, doi: 10.1103/PhysRevD.23.347

Hannestad, S. 2004, Phys. Zorro. D, 70, 043506, doi: 10.1103/PhysRevD.70.043506

Ijjas, A., Steinhardt, PJ y Loeb, A. 2014, Phys. Letón. B, 736, 142, doi: 10.1016/j.physletb.2014.07.012

Ito, A., Ikeda, T., Miuchi, K. y Soda, J. 2020, Eur. física JC , 80, 179, doi: 10.1140/epjc/s10052-020-7735-y

Kamali, V. y Brandenberger, R. 2020, Eur. física JC, 80, 339, doi: 10.1140/epjc/s10052-020-7908-8

Kawasaki, M., Kohri, K. y Sugiyama, N. 1999, Phys. Rvdo. Lett., 82, 4168, doi: 10.1103/PhysRevLett.82.4168

Khoury, J. y Steinhardt, PJ 2011, Phys. Rev. D, 83, 123502, doi: 10.1103/PhysRevD.83.123502

Kuroyanagi, S., Takahashi, T. y Yokoyama, S. 2021, JCAP, 01, 071, dos: 10.1088/1475-7516/2021/01/071

Li, F.-Y. y Yang, N. 2004, Chin. física Lett., 21, 2113, dos: 10.1088/0256-307X/21/11/011

Linde, AD 1982, Phys. Letón. B, 108, 389, doi: 10.1016/0370-2693(82)91219-9

Martin, J. 2019, impresiones electrónicas arXiv, arXiv:1902.05286. https://arxiv.org/abs/1902.05286

Mizuno, S., Mukohyama, S., Pi, S. y Zhang, Y.-L. 2020, física Rev. D, 102, 021301, doi: 10.1103/PhysRevD.102.021301

Mukhanov, VF y Chibisov, GV 1981, JETP Lett., 33, 532

Odintsov, SD, Oikonomou, VK y Fronimos, FP 2022, fisio. Universidad Oscura, 35, 100950, doi: 10.1016/j.dark.2022.100950

Oikonomou, VK 2021, Clase. cuant. Gravedad, 38, 195025, doi: 10.1088/1361-6382/ac2168 —.
2022, Astroparte. Phys., 144, 102777, doi: 10.1016/j.astropartphys.2022.102777

Ringwald , A. , Schütte-Engel , J. , & Tamarit , C. 2021, JCAP, 03, 054, dos: 10.1088/1475-7516/2021/03/054

Starobinsky, AA 1980, Phys. Letón. B, 91, 99, doi: 10.1016/0370-2693(80)90670-X Vagnozzi, S.
2021, lun. No. Roy. Astron. Soc., 502, L11, doi: 10.1093/mnrasl/slaa203

Vagnozzi, S., Loeb, A. y Moresco, M. 2021, Astrophys. j, 908, 84, doi: 10.3847/1538-4357/abd4df

Zhao, W., Baskaran, D. y Coles, P. 2009, Phys. Letón. B, 680, 411, doi: 10.1016/j.physletb.2009.09.018

Zhou, S.-Y., Copeland, EJ, Easther, R., et al. 2013, JHEP, 10, 026, doi: 10.1007/JHEP10(2013)026